

© 2004 р. I.B. Литвинчук, З. Свянетек*, I.M. Фодчук

Чернівецький національний університет ім. Ю.Федьковича, Чернівці

* Інститут металургії і матеріалознавства, Краків, Польща

СТРУКТУРНІ ЗМІНИ У ПОРИСТОМУ Si ПІСЛЯ ІОННОЇ ІМПЛАНТАЦІЇ ФОСФОРОМ

Методами Х-променевої дифрактометрії досліджено структурні зміни в поверхневому шарі кремнію, підданого різним видам технологічних обробок: іонна імплантация, створення пористого шару. Виявлено суттєве зменшення середніх лінійних розмірів областей когерентного розсіяння у протравлених частинах зразка, а також якісну відмінність у значеннях середніх деформацій та товщин пористих шарів, утворених на поверхні імплантованої і неімплантованої областей зразка. Пористий шар після іонної імплантациї характеризується суттєво відмінним спектром фотолюмінісценції порівняно зі спектром від звичайного пористого шару.

Structural changes in the surface layer of technologically treated silicon (ion implantation and creation of the porous layer) were investigated by the X-ray diffractometry methods. Essential decreasing of the mean linear dimensions of coherent dispersion areas in damaged parts of sample as well as quality difference of the mean strains values and thickness of the porous layers which were created on the surface of implanted and non-implanted by the phosphorus ions sample areas were discovered. Ion implanted porous layer is characterized essentially different photoluminescence spectrum in comparison with normal porous layer.

Вступ

Електронні властивості кремнію можна суттєво поліпшити за допомогою формування на його основі наноструктур – просторово розділених кремнієвих ділянок розмірами в кілька нанометрів. У цьому випадку носії заряду (електрони й дірки) отримують додаткову енергію внаслідок квантово-розмірного ефекту. Зазначений ефект докладно описаний у працях [1-10]. Він веде до збільшення ширини забороненої зони такої наноструктури у порівнянні з монокристалічним матеріалом. Слід зазначити, що для кремнію при зменшенні розмірів нанокристалітів абсолютний мінімум зони провідності зміщується вліво, тим самим зменшується різниця квазіімпульсів у початкових станах. Крім того, для наноструктур стає помітним прояв співвідношення невизначеності Гейзенберга і закон збереження квазіімпульсу вже не є строгим. Ці причини істотно підвищують імовірність оптичних переходів і зумовлюють зсув спектра фотолюмінісценції у видиму область [20,21].

Ще в 1956 році А.Улір отримав пористий кремній. Цей матеріал є монокристалом *c-Si*, у якому в результаті електрохімічного травлення утворилася величезна кількість дрібних пор. Щільність пор у деяких зразках була настільки великою, що відбувалося їхнє перекриття, і не-

протравлені ділянки кремнію набували вигляду коралоподібної системи ниток змінного перетину. За даними електронної мікроскопії, мінімальні розміри перетину кремнієвих ниток та їх ізольованих ділянок (клasterів) у пористому шарі складають одиниці нанометрів. Суттєво, що шар пористого кремнію формується на поверхні пластини *c-Si*.

Наприкінці 1990 року доктор Л.Кенхем із Великобританії повідомив про спостереження ефективної червоно-жовтогарячої фотолюмінісценції пористим кремнієм при кімнатній температурі (квантовий вихід складав 1-10%). Практично одночасно про подібні результати інформувала група дослідників із Франції [30]. Автори цих праць прямо пов'язували люмінесценцію, що спостерігається, із квантово розмірним ефектом у наноструктурах пористого шару. Незабаром було повідомлено про спостереження електролюмінісценції у даному матеріалі. При електролюмінісценції випромінювання світла відбувається в результаті проходження електричного струму в напівпровіднику, що приводить до збудження електронів і дірок із подальшою їх рекомбінацією. Головним стимулом інтенсивного вивчення властивостей пористого кремнію стала перспектива його практичного використання для створення кремнієвих світловипромінюючих пристрійв.

Електролюмінісцентний випромінювач із пористого кремнію може бути доведений до мікронних розмірів і сполучений з іншими напівпровідниковими елементами на одному кремнієвому кристалі. На практиці це дозволить здійснювати швидкодіючу оптичну обробку інформації, тобто зробити якісний стрибок у розвитку інформаційних і комп'ютерних технологій. Такий перехід від електричних з'єднань у кремнієвих чіпах до оптичних зніме обмеження швидкості роботи чіпа внаслідок виникнення асоціативного опору. Однак на шляху реалізації подібних задач постають серйозні проблеми, пов'язані з нестабільністю структурних, оптичних, люмінесцентних та інших характеристик пористого кремнію. Часткове розв'язання цієї проблеми забезпечують поверхневі обробки, які здатні стабілізувати спектроскопічні характеристики [5-10].

Для фотогальванічного перетворення енергії спектра аморфний кремній в інфрачервоній області сонячного спектра має набагато більший коефіцієнт поглинання ($\beta \geq 10^2 \text{ см}^{-2}$), ніж монокристалічний кремній [24, 25]. Однак він володіє набагато гіршими електричними властивостями. Перспективою підвищення ефективності перетворення сонячної енергії є суміщення аморфної та кристалічної фаз в одному оптоелектронному пристрої [26, 27]. Слабким місцем такого суміщення є неузгодженість швидкостей генерації та рекомбінації носіїв при введенні аморфної фази. Можливе розв'язання такої проблеми прогнозується у використанні властивостей границь розділу, яка створюється імплантациєю і певними режимами термообробки [24, 17-19]. Проте утворені в результаті імплантациї і відпалу постімплантацийні дефекти не дають можливості використати у повному об'ємі електричні та структурні характеристики аморфного матеріалу. Так, наприклад, наявність локальних напруг у переходій зоні гетерограниці $\text{Si}_{\text{am}}/\text{Si}_{\text{kr}}$ часто приводить до зміщення смуг поглинання [22, 23, 27-29].

Метою даної роботи є дослідження методами X -променевої дифрактометрії та атомно-силової мікроскопії структурних змін у приповерхневих шарах кремнію, після різних видів технологічних обробок: іонній імплантациї, електрохімічного травлення та при їх сумісному впливі.

Експериментальна частина

У даній роботі для визначення структурних змін, які виникають при різних технологічних обробках поверхні, використано зразок високодосконалого Cz -кремнію, вирощеного методом Чохральського.

Відповідно до позначень на рис.1, за допомогою різних технологічних обробок на поверхні зразка створено чотири області: перша і четверта піддані іонній імплантациї, друга - еталонна, в третьій і четвертій сформовано пористу структуру. Отже, четверту область з пористим за структурою шаром піддано ще й іонній імплантациї іонами фосфору (доза $8 \cdot 10^{14} \text{ іон}/\text{cm}^2$ та $E=180 \text{ кеВ}$).

Для проведення X -топографічних досліджень використано симетричну, асиметричну та косонесиметричну схеми дифракції для (111), (333), (311) рефлексів $\text{CuK}\alpha$ -випромінювання. Вхідна поверхня зразка – (111).

На рис.1 бачимо найбільш характерні топограми, які отримані у косонесиметричній схемі дифракції на відбивання з використанням (331) $\text{CuK}\alpha_1$ -відбивання. На топограмах спостерігаються всі чотири області.

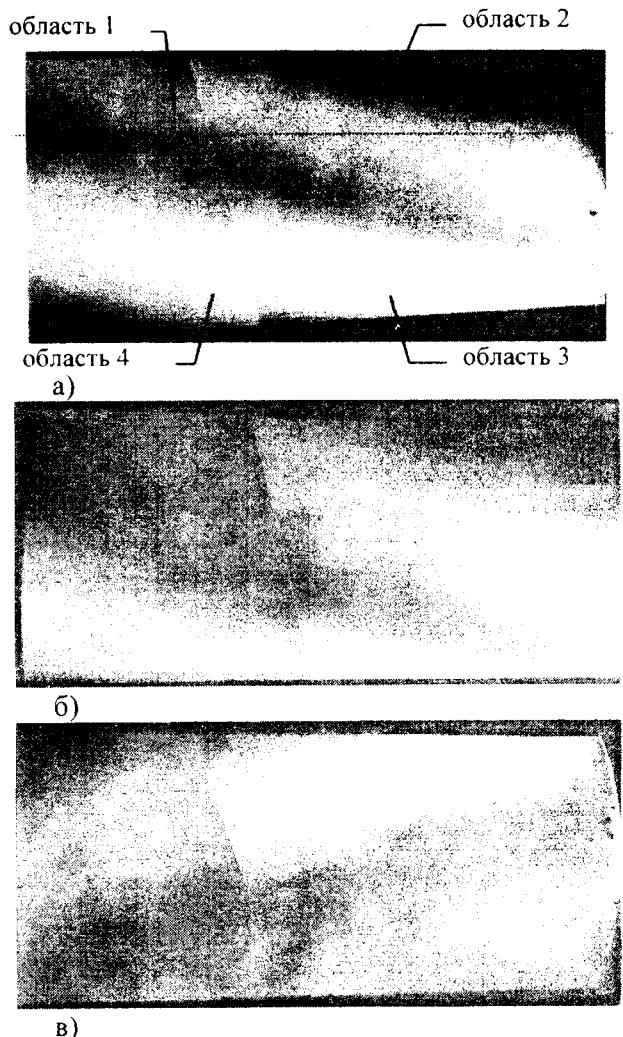


Рис. 1. Топограми опроміненого кристала. Відбивання (331) $\text{CuK}\alpha$ -випромінювання. Вхідна поверхня (111). $\Phi_0=7^\circ 30'$ (а). $\Phi_0=4^\circ$ (б). $\Phi_0=1^\circ 30'$ (в).

Чіткі граници розділу між усіма областями зразка, а також різна відбивна здатність поверхневих шарів вказують на відмінності їх структурних параметрів. У залежності від значення азимутального кута ϕ кожна з областей виявляється по-різному. При цьому напруги, які виникають при іонній імплантациї та електрохімічному травленні в межах досліджуваних областей розподілені майже рівномірно.

Кількісні оцінки структурних змін, що відбувалися у відзначених областях, отримано з аналізу кривих гойдання (КГ) для (111) та (333) відбивань CuKa₁-випромінювання. Для оцінки однорідності областей виміри проводилися у кількох точках (не менше п'яти). Характерні КГ для кожної з областей наведені на рис.2.

Важливим критерієм оцінки структурної до скональності кристала є порівняння параметрів, що характеризують експериментальні криві гойдання (форма, значення півширини, інтегральна відбивна здатність та ін.), з теоретично розрахованими у випадку досконалого кристала.

Аналіз форми отриманих кривих гойдання вказує на необхідність розділення уширення по компонентах β_E і β_D , зумовлених мікрофрагментацією приповерхневих областей, викликаною пористістю і пошкодженнями іонами окремих ділянок поверхні та наявністю мікродеформацій відповідно.

Про мікрофрагментарність поверхні свідчать фрагменти зображень, отриманих за допомогою атомно-силової мікроскопії (рис.2).

Для визначення величин β_E і β_D можна використати метод, описаний у праці [14].

Аналіз результатів

Обчислення величини мікроспотворень гратки проводилося за допомогою співвідношення $\epsilon = \frac{\beta_E}{4 \operatorname{tg} \theta}$, де θ – кут дифракції Брега.

Наведені в [14] співвідношення для величини ϵ при різних допущеннях про апроксимуючі функції можна використати для визначення густини дислокаційних петель ρ із вектором Бюргерса b_d після іонної імплантації у приповерхневому шарі, оскільки

$$c \operatorname{tg}^2 \theta \beta_E^2 = 16 \epsilon^2 \quad \rho \approx \frac{\epsilon^2}{b_d^2}.$$

Відповідність інструментального $g(x)$ та експериментального $h(x)$ профілів кутового розподілу інтенсивності тій чи іншій апроксимуючій

функції перевіряється за відношенням параметрів $b_{1/2}/b$ і $B_{1/2}/B$, де параметри B , b – інтегральні ширини експериментальної та інструментальної кривих гойдання, $B_{1/2}$, $b_{1/2}$ – ширини кривих на половині висоти максимуму інтенсивності.

Ця обставина вказує на можливість опису профілів $g(x)$ і $h(x)$ за допомогою функції Фойгта. Методика визначення фізичного уширення ліній β і виділення частин β_D і β_E , необхідних для оцінок густини дислокаційних петель та середнього розміру областей некогерентного розсіяння в даному випадку може бути такою. Враховуючи, що β_E визначається гауссівською компонентою уширення ($\beta_E = \beta_F$), а уширення від ефекту "блочності" – компонентою Коші ($\beta_D = \beta_K$), в рамках параболічного наближення для функції Фойгта [15] отримаємо співвідношення:

$$\frac{\beta_K}{\beta} = 1 - \left(\frac{\beta_F}{\beta} \right)^2 \quad \text{або} \quad \beta = \sqrt{\left(\frac{\beta_K}{2} \right)^2 + (\beta_F)^2}. \quad (1)$$

Величини β_K і β_F визначається відповідно зі співвідношень

$$\beta_K = B_K - b_K, \quad \beta_F = \sqrt{B_F^2 - b_F^2}. \quad (2)$$

Компоненти Коші b_K , B_K і Гаусса b_F , B_F можна виділити із загального експериментального й інструментального уширень використовуючи залежності типу

$$\frac{b_K}{b} = f\left(\frac{b_{1/2}}{b}\right), \quad \frac{B_K}{B} = f\left(\frac{B_{1/2}}{B}\right),$$

$$\frac{b_F}{b} = \varphi\left(\frac{b_{1/2}}{b}\right), \quad \frac{B_F}{B} = \varphi\left(\frac{B_{1/2}}{B}\right).$$

З точністю до 1% вказані залежності можна подати такими співвідношеннями [16]:

$$\frac{b_K}{b} = 1.9357 - 0.4803 \left(\frac{b_{1/2}}{b} \right) - 1.7756 \left(\frac{b_{1/2}}{b} \right)^2,$$

$$\frac{b_F}{b} = 0.557 + 1.4187 \left(\frac{b_{1/2}}{b} - 0.628319 \right)^{1/2} -$$

$$- 2.2043 \left(\frac{b_{1/2}}{b} \right) + 1.8706 \left(\frac{b_{1/2}}{b} \right)^2.$$

Такі ж співвідношення можна записати для величин B_K , B_F , B , $B_{1/2}$. Графіки вказаних співвідношень, одержані з ЕОМ і представлені на рис.3, дозволяють легко проводити аналіз уширення ліній. Обчислюючи на основі експериментальних даних відношення $b_{1/2}/b$, $B_{1/2}/B$, за допомогою графіків знаходять відношення (b_F/b) ,

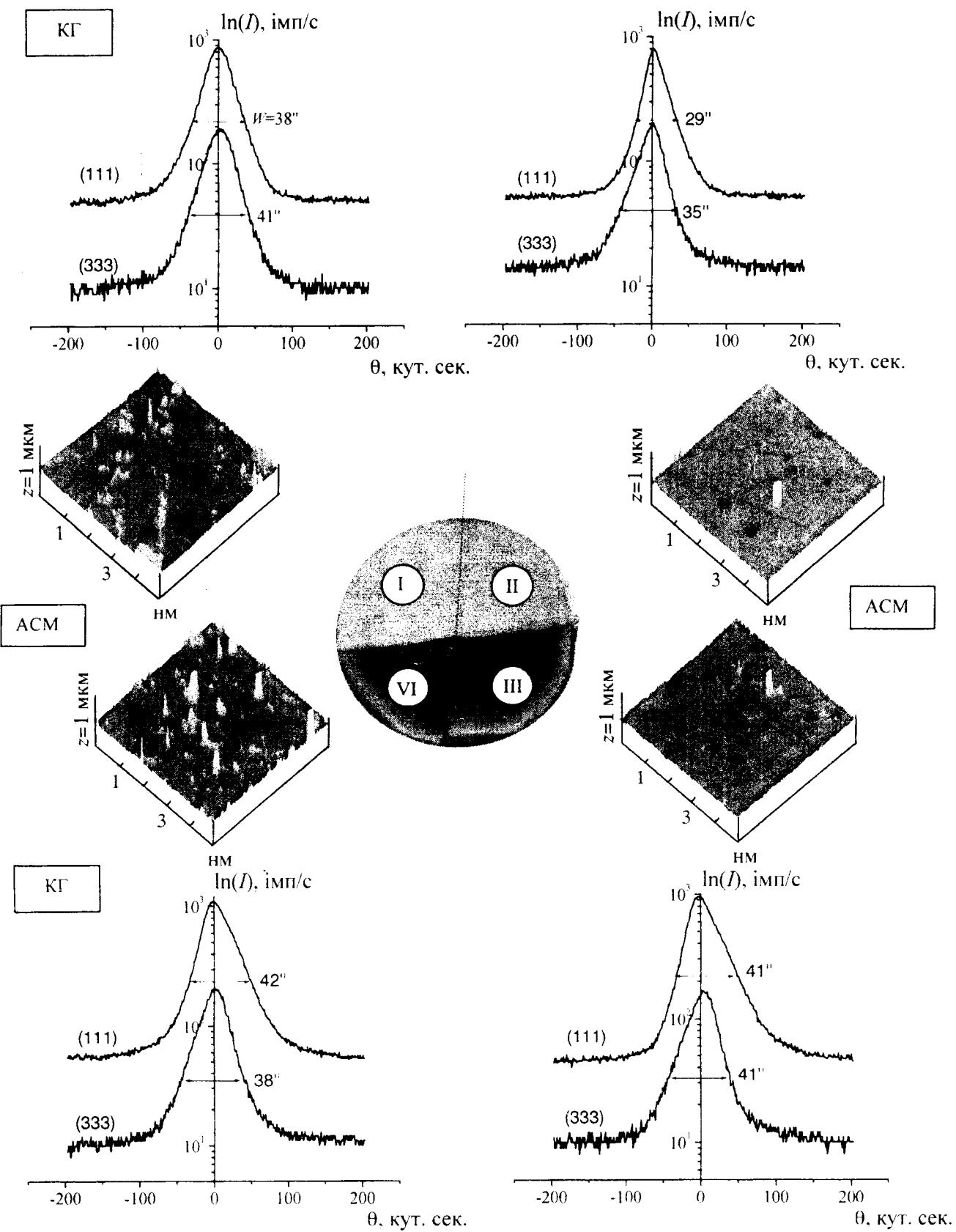
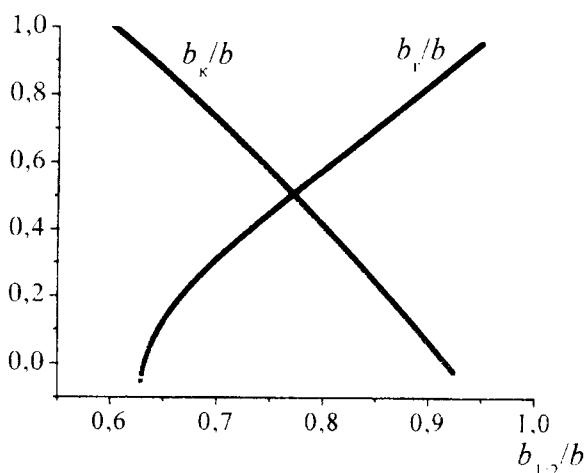


Рис. 2. Дані атомно-силової мікроскопії та характерні криві гойдання від областей 1,2,3,4. Відбивання (111), (333), CuK_α -випромінювання.

Таблиця 1. Результати X -променевих дифракційних вимірювань та АСМ.

№ області	ВІДБИВАННЯ (111)						ВІДБИВАННЯ (333)						Дані АСМ
	S/H, кут. сек	W, кут. сек	B _K , кут. сек	B _G , кут. сек	$\Delta d/d$, 10 ⁻⁴	D, мкм	S/H, кут. сек	W, кут. сек	B _K , кут. сек	B _G , кут. сек	$\Delta d/d$, 10 ⁻⁴	D, мкм	
1	48,88	38	1,66	18,51	8,91	1,97	51,39	41	3,35	15,25	1,71	1,4	0,288
2	38,65	29					43,79	35					0,171
3	53,74	41	6,49	19,37	9,32	0,504	53,08	41	8,57	9,5	1,06	0,55	0,308
4	52,87	42	0,45	24,17	11,64	0,732	48,75	38,3	4,17	8,08	0,9	1,14	0,398

Рис.3 Графік для знаходження b_K і b_G із b , або B_K і B_G із B .

(B_G/B), (b_K/b), (B_K/B) та відповідні їм величини b_K , b_G , B_K , B_G . Після цього на основі співвідношення (2) обчислюють компоненти фізичного уширення β_K , β_G , а на основі співвідношення (1) – загальне фізичне уширення β .

Величину $\beta_G=\beta_E$ слід використати для оцінки густини хаотично розташованих дислокацій на основі наведених вище співвідношень типу $\rho=\beta^2$, де $\beta=\beta_G$. За величиною $\beta_K=\beta_D$ можна провести оцінку розмірів мікрообластей некогерентного розсіяння за допомогою відомого співвідношення $D=(\lambda \cos \theta)/\beta_K$.

У результаті такого розділення та проведення подальших обчислень, основні результати яких наведені у таблиці 1, було виявлено суттєве зменшення лінійних розмірів областей когерентного розсіяння у протравлених частинах зразка, а також якісну відмінність у значеннях товщин пористих шарів, створених на поверхні імплантованої та не імплантованої іонами фосфору ділянках зразка.

У загальному випадку, аналізуючи дані таблиці 1, можна побачити, що різні види технологічної обробки приводять до збільшення півширини кривої гойдання і відношення S/H , що свідчить

про збільшення ступеня дефектності приповерхневого шару. Для (333) відбивання (екстинкційна глибина $\Lambda=23,4$ мкм) у порівнянні з (111) відбиванням ($\Lambda=18,4$ мкм) параметри W і S/H для області 4, що піддана двом видам обробки, значно менші. Це можна пояснити тим, що зі збільшенням глибини проникнення X -променів вплив приповерхневих пошкоджень на формування кривих гойдання зменшується. Дані X -променевих дифракційних досліджень, в цілому, підтверджуються результатами, отриманими за допомогою методу АСМ (атомно-силової мікроскопії) (рис.2). Як і очікувалося, еталонна область 2 кристала характеризується найменшим значенням R_a (середньоарифметичне відхилення висот нерівностей від середньої площини рельєфу поверхні). Для областей 1 і 3, на яких створено пористий шар і проведена іонна імплантация значення R_a більші (таблиця 1). Найбільше значення R_a має область 4, яка піддана обом видам обробки.

Люмінесценція пористого кремнію

Пориста кремнієва структура містить велику кількість квантово розмірних ниток різних діаметрів. Тому для більш повного дослідження структурних особливостей пористого шару отримано спектри фотolumінісценції від третьої та четвертої областей (рис.4).

На отриманих спектрах спостерігається ефект "стомлюваності" люмінесценції (самовільне зменшення інтенсивності фотolumінісценції при незмінних умовах збудження) та спектральний зсув смуги люмінесцентного свічення при тривалій експозиції, збуджуючим люмінесценцію світловим пучком. Пояснення цих ефектів можна знайти у працях [11, 12].

Спектральне положення видимої смуги люмінесценції пористого кремнію у більшості моделей пов'язується з величиною поперечного перерізу квантово розмірних кремнієвих ниток [12].

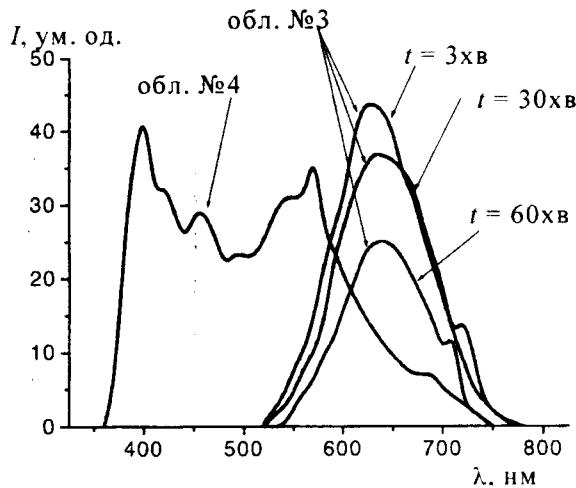


Рис. 4. Спектри люмінесценції від областей 3 і 4, отримані за різного часу збудження.

В роботах різних авторів по дослідженю пористого кремнію вказується на неоднорідність розподілу діаметрів ниток по глибині пористого шару. У випадку найбільш тонких двошарових плівок слід очікувати специфічну "двогорбу" функцію розподілу діаметрів ниток, що й спостерігається на експериментальних кривих.

Як випливає з рис.4, під дією збуджуючого люмінесценцію світла смуги люмінесценції не просто зсуванняться у червону область, а відбувається відносне зменшення інтенсивності однієї смуги і збільшення інтенсивності іншої. При цьому спектральне зміщення здійснюється як перерозподіл інтенсивності між різними смугами.

Наявність різних компонент смуги люмінесценції має досить просту інтерпретацію. Згідно з [11], дві компоненти у спектрі відповідають двом групам у розподілі кремнієвих ниток за діаметром. В такий спосіб дані результати демонструють зв'язок енергії (довжини хвилі) рекомбінаційного випромінювання і структурних особливостей пористого кремнію. Отже, довгохвильова компонента повинна релаксувати повільніше, тобто її відносна інтенсивність у спектрі буде зростати, що підтверджується експериментом.

Причиною "втомлюваності" на мікрорівні є породження під дією світла безвипромінювальних P_b -центрів. Генерація і наступна випромінювання рекомбінація сильно залежать від структурних особливостей пористого матеріалу. Адсорбовані молекули, а також дефекти поверхні створюють випадковий потенціал, який "тонкою ниткою" поширюється в межах усього об'єму. Гарячі носії з енергією, більшою від випадкового потенціалу, розділяються, проте зворотний рух термолізованих носіїв до зустрічі і рекомбінації буде мати

характер дрейфу у випадковому потенціалі, при цьому відбувається істотне сповільнення руху, залежне від поперечного розміру квантової нитки.

Згідно з [12], імовірність рекомбінації по безвипромінювальному каналу w_{nr} буде пропорційною кількості безвипромінювальних центрів N_{nr} в об'ємі, де відбувається дрейф носіїв:

$$w_{nr} \sim N_{nr}. \quad (3)$$

Кількість центрів N_{nr} легко виражається через концентрацію безвипромінювальних центрів $n_{nr}(t)$, яка, внаслідок ефекту "втомлюваності", є функцією часу, дрейфовою швидкістю V та апаратно заданий час дрейфу T_d .

$$N_{nr} = n_{nr}(t)S V T_d. \quad (4)$$

Збільшення апаратно заданого часу T_d приводить до реєстрації тих компонент люмінесценції, для яких зростання w_{nr} значніше, що на експериментальних кривих (рис 4) проявляється як швидша релаксація інтенсивності повільніших компонент.

Спектральні особливості ефекту також випливають із (4): електронно-діркові пари генеруються світлом з однією й тією ж енергією, в той час як люмінесценція розподілена в широкому інтервалі довжин хвиль. Довжина хвилі випромінювання при рекомбінації пари визначається розміщенням енергетичного рівня, з якого відбувається акт випромінювальної рекомбінації – чим більша довжина хвилі люмінесцентного свічення, тим більшою є кількість енергії, втраченої електронно-дірковою парою до рекомбінації. Згідно з [13], середня швидкість дрейфу пропорційна квадратному кореню з величини енергії, втраченої при дрейфі:

$$V \sim (E_0 - E_{lum})^{1/2}. \quad (5)$$

Отже, імовірність зустрічі з безвипромінювальним центром максимальна для електронно-діркових пар, що рекомбінують із великими затримками на довгохвильовому краю спектра. Об'єднуючи (4) і (5), отримаємо вираз для зменшення інтенсивності люмінесценції у результаті ефекту "стомлюваності":

$$I(0) - I(t) \sim w_{nr}(t) S T_d (E_0 - E_{lum})^{1/2}. \quad (6)$$

З аналізу співвідношення випливає, що причиною "стомлюваності" є зміна з часом концентрації центрів безвипромінювальної рекомбінації n_{nr} . Виявлені особливості кінетичної поведінки пов'язані з неоднорідним уширенням смуги люмінесценції. Одна і та ж концентрація безвипромінювальних центрів призводить до різної ймовірності безвипромінювальної рекомбінації для

різних компонент смуги. Для повільних компонент (з великим T_d) і довгохвильових компонент (із більшою різницею E_0-E_{lum}) права частина рівняння росте швидше при заданому зростанні n_{nr} . При цьому обидва фактори (часове й спектральне положення компоненти), діючи мультиплікативно і взаємно підсилюючи одна одну, повністю визначаються структурними особливостями пористого шару, а саме: наявністю адсорбованих молекул і різноманітних поверхневих дефектів, що створюють випадковий потенціал, вплив якого на дрейф носіїв залежить від поперечних розмірів квантових ниток.

Послаблення інтенсивності основної смуги і появу великої кількості додаткових смуг в короткохвильовій області люмінесценції пористого кремнію, отриманого на іонно модифікованій області, можна пояснити впливом внутрішніх електричних полів, які створюються зарядженими донорами (іонами фосфору). Це проявляється у зменшенні ймовірності випромінювальної рекомбінації: внаслідок наявності дефектів, генерованих іонною імплантациєю, вплив яких на фотолюмінесценцію полягає у створенні каналу безвипромінювальної рекомбінації і формуванні додаткових каналів випромінювальної рекомбінації, комплексна дія яких викликає біле фотолюмінесцентне свічення [5].

Висновки

1. Виявлено істотне зменшення середніх лінійних розмірів областей когерентного розсіяння у протравлених частинах зразка, а також якісну відмінність у значеннях середніх деформацій та товщин пористих шарів, створених на поверхні імплантованої й неімплантованої іонами фосфору ділянках зразка.

2. Спектральний зсув смуги люмінесцентного свічення зумовлений структурно залежним ефектом "втомлюваності" фотолюмінісценції пористого кремнію.

3. Пористий шар, отриманий на іонно модифікованій області кремнієвої пластини, характеризується суттєво відмінним спектром фотолюмінісценції порівняно зі спектром від звичайного пористого шару.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Buttard D., Dolino G., Bellet D. X-ray reflectivity investigation of thin p-type silicon layers // Solid State Communications. – 1999. – №.109. – Р.1-5.
2. Астро娃 Е.В., Ратников В.В., Витман Р.Ф. Структура и свойства пористого кремния, полученного фотоанодированием // ФТП. – 1997. – 31, №5. – С.1261-1268.
3. Демиховский В.Я. Квантовые ямы, нити, точки. Что это такое ? // Соросовский образовательный журнал . – 1997. – №5. – С.80-86.
4. Шик А.Я. Квантовые нити // Соросовский образовательный журнал. – 1997. – №5. – С.87-92.
5. Беляевский В.И. Экситоны в низкоразмерных системах // Соросовский образовательный журнал. – 1997. – №5. – С.93-99.
6. Борисенко В.Е. Наноэлектроника – основа информационных систем XXI века // Соросовский образовательный журнал. – 1997. – №5. – С.100-104.
7. Рожин А.Г. Фотолюминесцентные свойства структур на основе пористого кремния модифицированного поверхностными обработками: Дис... канд. физ.-мат. наук. – Киев, 2001.
8. Горечев Д.Н., Белеков Л.В., Сресели О.М. О механизме образования пористого кремния // ФТП. – 2000. – 34, №6. – С.1130-1134.
9. Астро娃 Е.В., Васюнькина Т.Н. Формирование центров нуклеации макропор в кремнии с помощью ионной имплантации // ФТП. – 2002. – 36, №5. – С.593-596.
10. Ратников В.В. Определение пористости синтетических опалов и пористого кремния рентгеновским методом. // ФТТ. – 1997. – 39, №5. – С.930-934.
11. Зимин С.П. Классификация электрических свойств пористого кремния // ФТП. – 2000. – 34, №3. – С.359-363.
12. Компан М.Е., Харціев В.Е., Шабанов И.Ю. О природе спектрального сдвига, вызванного эффектом усталости фотолюминесценции пористого кремния // ФТП. – 1997. – 39, №12. – С.2137-2140.
13. Компан М.Е., Шабанов И.Ю. Исследование процессов "усталостной" релаксации люминесценции пористого кремния методом время-разрешенной спектроскопии // ФТТ. – 1997. – 39, №7. – С.1165-1169.
14. Уманський Я.С., Скаков Ю.А., Іванов А.Н. Кристаллографія, рентгенографія і електронна мікроскопія. – М.: Металлургія, 1982.
15. Васильев Д.М. Дифракционные методы исследования структур. – М.: Металлургия, 1977.
16. Langford I.I. Accuracy of crystallite size and strain determined from the integral breadth of powder diffraction lines. – U.S. Dep. Commer. Nat. Bur. Stand. Spec. Pull., 1980.
17. Fabbri R., Lulli G., Nipoti R., Servidori M. X-Ray diffraction analysis of damage accumulation due to the nuclear energy loss of 50 keV and 1-2.2 MeV B ions

- implanted in silicon // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 1993. – **80/81**. – P.624-627.
18. *Servidori M., Zani A., Garulli G.* Residual lattice disorder in self-implanted Silicon after pulsed laser Irradiation // Phys. Stat. Sol. – 1982. – **A70**. – P.691-701.
19. *Servidori M., Gembali F.* Accuracy in X-ray rocking-curve analysis as a necessary requirement for revealing vacancies and interstitials in regrown Silicon layers amorphized by ion implantation // J. Appl. Cryst. – 1988. – **21**. – P.176-181.
20. *Казанский А.Г., Петрущко С.М., Рыжов Н.В.* Фотопроводимость аморфного гидрированного кремния, легированного методом ионной имплантации // ФТП. – 1999. – **33**, вып.3. – С.332-335.
21. *Валах М.Я., Юхимчук В.О., Братусь В.Я., Гулє С.Г.* Оптичні властивості SiO₂-плівок, імплантованих іонами кремнію та вуглецю // УФЖ. – 2001. – **46**, №10. – С.1065-1069.
22. *Russel U., Ryuge X.* Ионная имплантация. – М.: Наука, 1983.
23. *Кузницкий З.Т.* Улучшение ИК-характеристик моно-кристаллического кремния при имплантации // Неорганические материалы. – 1997. – **33**, №2. – С.142-146.
24. *Svensson S.G., Lalita J., Keskitalo N., Hallen A., Jagadish C.* Defect evolution in ion-implanted silicon // First Polish-Ukrainian Symposium "New Photovoltaic Materials for Solar Cells", October 21-22, 1996. – Cracow-Przegorzały, 1997. – P.27-37.
25. *Kuznicki Z.T., Wu L., Sidibe S.* Multiinterface solar cells. II. Elements of realization // First Polish-Ukrainian Symposium "New Photovoltaic Materials for Solar Cells", October 21-22, 1996. – Cracow-Przegorzały, 1997. – P.79-98.
26. *Kuznicki Z.T., Schmidt O., Wanner P., Herve Y., Korczak J., Novak J.P., Azevedo J.* Towards a neural network modeling of multiinterface δ-BSF type solar cells // First Polish-Ukrainian Symposium "New Photovoltaic Materials for Solar Cells", October 21-22, 1996. – Cracow-Przegorzały, 1997. – P.108-128.
27. *Strikha V.I., Litvinenko S.V.* Parameters of the inhomogeneous solar cells and methods of their examination // First Polish-Ukrainian Symposium "New Photovoltaic Materials for Solar Cells", October 21-22, 1996. – Cracow-Przegorzały, 1997. – P.151-156.
28. *Nemiroff M., Speriosu V.S.* X-ray study of low-temperature annealed arsenic-implanted Silicon. // J. Appl. Phys. – 1985. – **58**, No.10. – P.100-105.
29. *Фодчук І.М., Євдокименко А.В., Гультай Л.Л.* Дослідження структурних змін в приповерхневих шарах кремнію, імплантованого іонами фосфору // Науковий вісник ЧДУ. Вип. 30: Фізика. – Чернівці: ЧДУ, 1998. – С.98-103.
30. *Smith A.L., Collins S.D.* // J. Appl. Phys. – 1992. – **71**, No. 8. – P.R1-R22.